第 42 卷　第 4 期
2024 年 12 月

天　文　学　进　展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 42,　No. 4
Dec., 2024

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2024.04.02

恒星形成定律的研究现状

张　超[1,2,3]

(1. 太原师范学院　物理系，晋中　030619；　2. 太原师范学院　计算与应用物理研究所，晋中　030619；
3. 太原师范学院 智能优化计算与区块链技术山西省重点实验室，晋中 030619)

摘要： 分子云的物理环境对恒星的形成率有重要的影响，而了解恒星形成对行星的形成和星系的演化有很大帮助。主要回顾了近 20 年，银河系及其近邻星系中恒星形成与气体之间的关系（即恒星形成定律），希望可以更好地了解恒星形成的本质，认识恒星形成与气体之间的关系以及恒星是否在以统一的方式形成。介绍了星际介质的组分与测量星际介质密度和恒星形成率的方法。重点综述了从星系尺度到分子云尺度致密气体与恒星形成率之间的关系，并对恒星形成定律的研究进行了总结和展望。

关　键　词： 恒星形成定律；大质量恒星形成；恒星形成效率

中图分类号： P152　　　　**文献标识码：** A

1　引　言

恒星形成的研究涉及恒星起源和行星起源两个基本问题，同时也将星系形成和演化连接起来。天文学家们试图在多种物理尺度上了解恒星形成活动：从银河系内的单个分子云，到整个星系尺度甚至到宇宙大尺度结构。恒星什么时候、在哪里、以怎样的方式形成等问题一直困扰着天文学家。Schmidet[1] 在 1959 年第一次用定量测量的手段发现星际介质中的中性氢 (HI) 云与恒星形成率有很强的相关关系，表明了恒星可能是在气体中形成的。随后人们发现，H 原子示踪的原子气体的密度较小、温度较高，在星系尺度上被内部热压力所主导，不完全被引力束缚[2]。随着研究的深入，人们发现原子气体与恒星形成没有直接关系，由 H 原子气体冷却变成 H 分子的云团即分子云才是形成恒星的温床。研究表明，并不是所有的分子云都会形成恒星，只有极少的高密度的分子云团块可以与恒星形成直接相关[3]。当分子云密度局部增高，就会对周围的气体产生更强的引力，使得更多气体聚集。1~10 pc 的分子云通过碎裂形成纤维状结构。这些纤维状结构不断受到湍流和磁场的挤压、碰撞等作用，与分子云自身的引力之间形成微妙的平衡。当这种平衡态被打破时，例如分子云的质量

收稿日期： 2024-02-29；　**修回日期：** 2024-04-16

通讯作者： 张超，zhangchao920610@126.com

超过金斯质量时，引力占据主导地位，引发分子云坍缩，形成一颗或者多颗恒星。坍缩时分子云的引力能转化成热能，分子云的温度升高，达到 H-He 核聚变点燃的温度，新的恒星就形成了。目前，天文学家们虽然已经知道了恒星形成的一些物理机制，但是还有很多问题没有明了。如：大质量恒星是通过并合还是吸积形成的？分子云坍缩之前不仅受到引力的影响，其内部还有磁场和湍流支撑着，磁场和湍流的分布是怎样的，产生机制是什么？分子云内部的物质也不是均匀的而是由很多纤维结构构成，这些纤维结构有什么特点，与恒星形成有什么联系？气体密度与恒星形成有什么具体关系，与恒星形成率有什么关系？等等。

分子云的物理环境和几何结构都会影响恒星形成的初始条件，为了研究这些问题，需要充分了解分子云的物理性质（如密度、温度、元素丰度等）。分子云的性质也不是一成不变的，从宏观角度看，恒星内部的核反应为星系提供了能量来源，同时恒星的死亡又为星系提供了金属元素和尘埃，超新星爆发所产生的超星风能将物质抛洒至星际空间。剧烈的恒星形成、超新星爆发、活动星系核、大尺度激波都会对分子云的物理性质产生巨大影响。银河系曾发生过并合[4]和星暴活动[5]，想要了解银河系的早期，可以通过研究近邻星系中的物理环境对恒星形成的影响。而研究高红移星系可以了解宇宙早期的性质，由于高红移星系距离地球太远，其辐射不容易被探测到，因此，研究近邻星系可以为高红移星系研究提供理想的模板。本文回顾了近 20 年从星系尺度到分子云尺度的气体面密度与恒星形成率的关系，即 K-S 定律，希望了解恒星形成与气体面密度之间的关系以及恒星的形成方式是否统一。第 2 章介绍星际介质的分类和测量气体面密度的各类探针；第 3 章介绍恒星形成率及其探针；第 4 章讨论银河系及近邻星系中的恒星形成率与气体密度之间的关系；第 5 章进行了简单的总结和展望。

2 星际介质

2.1 星际介质的组分

在浩瀚的宇宙中存在着大量的星际介质。星际介质包含尘埃和气体，其物理结构尺度跨度很大，从星际间介质（Mpc 尺度）到冷中性介质（kpc 尺度），到分子云（约 10~100 pc 尺度），分子云碎裂、坍缩形成更致密的团块（如 clump，约 1 pc 尺度）和分子云核（约 0.1 pc 尺度），直至分子云核继续坍缩形成恒星（$R_\odot$ 尺度）和行星（约 AU 尺度）。在银河系中，近一半的体积被热电离介质充满，其密度小于 0.01 cm^{-3}，温度大于 10^5 K；剩下近一半的气体由温暖电离介质和温暖中性介质构成，密度范围约为 0.1~1 cm^{-3}，温度约为几千 K[6]；其余很少的一部分气体是冷中性介质，其密度大于 10 cm^{-3}，温度小于 100 K[7]，分子云作为其中最冷最致密的冷中性介质才是孕育恒星的温床[2]。分子云作为孕育恒星的温床，它的边界通常是由检测到的超过某个阈值的 CO 低旋转跃迁发射来定义[8]，也可以使用背景恒星的一定程度的消光来定义。例如，通过消光测量得到的表面密度的概率分布函数，对于低消光值，即 $A_{\rm V} \leqslant (2 \sim 5)$ mag，可以拟合到一个对数正态函数[9]；而对于更高的消光值，至少在一些分子云中，其尾部则遵循幂律分布。实际上，正是那些具有幂律尾

部的分子云中存在活跃的恒星形成活动[10]。在复杂的区域，视向速度可以用来区分沿视线方向上不同距离的分子云。然而，分子云被原子层包围，并存在一个过渡区域，在该区域中 H 主要是分子态的，而 C 主要是原子态的[11]。这些区域被称为 PDRs，代表光解离区域 (photo-dissociation regions) 或光主导区域 (photon-dominated regions)[12]。分子云内部有很多的纤维结构，纤维结构上有很多致密的云核。相对分子云，云核的质量较小但是密度很高，这些云核可能会形成单星、双星、多星甚至小型的星团。理论上除了定义单个恒星诞生的地方为云核外，还需要一个术语来表示单个星团诞生的地方，于是 Williams 等人[13]提出用 clump 表示单个星团诞生的地方。表 1 列出了分子云的一些参数[8]。

表 1　分子云的一些参数

类型	质量/$M_\odot$	大小/pc	密度/cm^{-3}	谱线宽度/$(\mathrm{km\cdot s^{-1}})$	温度/K
巨分子云	10^4~10^6	20~60	100~300	6~15	7~15
分子云	10^3~10^4	3~20	10^3~10^4	4~12	15~40
团块	10~10^3	0.5~3	10^3~10^4	1~3	30~100
云核	30~10^3	< 0.5	$> 10^6$	4~15	30~200

在银河系中，大约 1% 的星际介质以固态形式存在，主要是硅酸盐和含碳物质[14]。尘埃粒子的尺寸范围为 0.35 nm ~ 1 μm。利用尘埃的消光和红化不仅可以求尘埃和气体的柱密度，也可以得到分子云的结构。由于望远镜分辨率、灵敏度的提高，以及观测波长范围由原来的可见光波段扩大到射电波段，因此可探测到的尘埃消光从原来的 $A_\mathrm{V} \approx 6$ mag 到现在的 $A_\mathrm{V} \approx 40$ mag ，从而可以较精确地得到分子云内云核的结构。尘埃颗粒较大，会吸收紫外波段的光子，再在红外或毫米波段将能量释放出去。利用此特点，在富尘埃星系中，可以用红外辐射作为探针测量恒星形成率。

2.2　原子探针

宇宙中存在着大量的 H 原子气体。H 原子中两个超精细能级之间会发生跃迁（电子的自旋方向从平行到反平行）并产生谱线，即平常所说的 21 cm 谱线。虽然 21 cm 谱线的产生几率很低 ($2.9\times10^{15}\ \mathrm{s}^{-1}$)，但是由于宇宙中的 H 原子含量巨大，跃迁发射事件仍然较高 ($10^7\ \mathrm{cm}^2\cdot\mathrm{s}^{-1}$)[15]；所以可以通过测量 21 cm 谱线得到氢原子气体的柱密度。

2.3　分子探针

2.3.1　CO 分子探针

在分子云中，H 分子的丰度最高，但是由于没有永久的电偶极矩并且其激发能较高，所以不容易获得其光谱，而作为分子云中分子丰度排名第 2 的 CO 凭借其较强的谱线常被用作分子云的探针。由于 CO(1-0) 有较高的解离能（约 11.1 eV），并且所需的临界密度（约 $10^2\ \mathrm{cm}^{-3}$）和激发温度（约 5.5 K）较低[16]。因此无论是弥散的还是致密的分子气体，都很容易激发 CO 分子的发射。CO 分子的转动跃迁谱线处于（亚）毫米波段，结合多条 CO 的转动谱线，可以很好地示踪分子云的物理性质以及激发环境。但是在过低密度的分子云中，CO 不容易被激发从而产生谱线；分子云密度过高时，CO 的发射线会出现饱和，影响分子云内部高密度区域的信息。

通过 CO 谱线得到积分强度后 ($I_{\rm CO} = \int T {\rm d}\nu$)，通常用“X-factor”将其与 H_2 的柱密度联系起来：$N_{\rm H_2} = X_{\rm CO} I_{\rm CO}$。如：Bolatto 等人[17]总结银河系及其近邻旋涡星系的 X-factor 为：$X_{\rm CO} = 2 \times 10^{20}\ {\rm cm^{-2} \cdot K^{-1} \cdot km^{-1} \cdot s}$。分子云的温度、密度、金属丰度等因素都会影响 $X_{\rm CO}$ 的值。常用的校准 $X_{\rm CO}$ 的方法有两种：(1) 利用光学消光和标准气尘比得到 H_2 的柱密度，然后与由同位素测量得到的 CO 柱密度作比较来校准 $X_{\rm CO}$ [18–20]；(2) 通过比较 γ 射线与 CO 表面亮度来校准 $X_{\rm CO}$，其中 γ 射线是由宇宙线与 H_2 的相互作用产生的[21, 22]。Maloney 和 Black[23]发现，在忽略金属丰度的情况下 $X_{\rm CO} \propto n^{0.5} T_k^{-1}$，其中，$n$ 为分子云的平均密度，T_k 为温度；Shetty 等人[24]发现 $X_{\rm CO}$ 与温度 T_k 有微弱的关系：$X_{\rm CO} \propto T_k^{-0.5}$；Leroy 等人[25]发现星系的金属丰度越低其 $X_{\rm CO}$ 越大。需要注意的是，这些研究结果是在一些特定条件下得到的，在其他环境中可能并不适用。

利用 CO 探针也可以得到分子云的质量。测量 CO 的光度时，若分子云为光学薄，则其内部 CO 的发射也可以被探测到，从而通过 CO 的谱线较精确地推测分子云的质量。但是多数情况下 CO 为光学厚，测量时只能得到分子云最外层 CO 的光度。Larson[26]发现 CO 的线宽与分子云的尺度存在一定的关系：线宽正比于分子云尺度的开方（Larson relation，此关系假设巨分子云为自引力束缚系统）。若巨分子云的面密度为常数 100 $M_\odot \cdot {\rm pc^{-2}}$ [27]，利用 Larson relation 可得出 CO 的光度正比于分子气体的位力质量，即可以通过 CO 的光度求得光学厚情况下总气体的质量[27, 28]。如同围墙后面包围着建筑，只能看到围墙，围墙后面建筑的情况无法探测。但是如果假设所有的建筑是相似的，且其中一个建筑的质量已知，就可以通过围墙的视向面积粗略地得到建筑的总质量。基于此原理，CO(1-0) 的光度经常被用来测量分子云的质量，其关系式为：$M = \alpha_{\rm CO} L_{\rm CO}$。$\alpha_{\rm CO}$ 的值也受分子云的温度、密度、金属丰度等因素影响，$X_{\rm CO} = 2 \times 10^{20}\ {\rm cm^{-2} \cdot K^{-1} \cdot km^{-1} \cdot s}$ 时对应的 $\alpha_{\rm CO} = 4\ M_\odot \cdot {\rm K^{-1} \cdot km^{-1} \cdot s}$（不考虑 He）[17]。在近邻的星暴星系、（极）超亮红外星系（LIGR, $L_{\rm IR} \approx 10^{11} L_\odot$；ULIGR, $L_{\rm IR} \approx 10^{12} L_\odot$）中，若使用银河系中 $\alpha_{\rm CO}$的值，推导出来的质量大于星暴星系的动力学质量[29]。Downes 和 Solomon[30]提出此类型星系中 $\alpha_{\rm CO}$ 的值为 0.8 $M_\odot \cdot {\rm K^{-1} \cdot km^{-1} \cdot s}$。需要注意的是，在利用 $L_{\rm CO}$ 推导气体质量时，假设所有巨分子云内的恒星形成都是类似的。事实上，在星暴星系和（超）亮红外星系内这一假设是存在问题的。

2.3.2 致密气体探针

致密气体一般是指分子云的面密度（或体密度）超过了某阈值的气体。只有当分子云密度足够高，超过“致密分子探针”的临界密度，才能激发分子探针产生谱线。然而阈值应该是多少还存在争议。一种观点认为阈值是典型分子云的平均密度，即 $N_{\rm H_2} > 10^2 \sim 10^3\ {\rm cm^{-3}}$，此密度也恰好高于 CO 的临界密度。第二种观点认为是真实云核的密度，云核的密度约大于平均密度两个量级，即 $N_{\rm H_2} > 10^4\ {\rm cm^{-3}}$，且从此密度开始，分子云受引力束缚，开始有效地形成恒星[31–33]，故我们倾向于第二种阈值。需要注意的是，除了可以用密度界定阈值，还可以用面密度 ($\mathit{\Sigma}_{\rm mol} > 116 \sim 129\ M_\odot \cdot {\rm pc^{-2}}$)[34–36]、柱密度 ($N_{\rm H_2} > 6 \times 10^{21}\ {\rm cm^{-2}}$) 或消光 ($A_{\rm V} \approx 6$ mag) 来界定[34]。

常用的致密气体探针有：CO 的高转动能级跃迁及 CS、HCN、$\rm HCO^+$ 等分子产生的谱线。致密分子探针的激发与 CO 都依赖于物理环境，事实上致密分子探针比 CO 对 UV 辐

射更敏感，所以致密气体分子探针对金属丰度依赖性更高[37]，需要谨慎分析致密分子探针的使用范围，不能简单地代替 CO。致密气体探针各有优势，需要依据具体情况来选择。相对于其他的致密气体探针，HCN 和 HCO^+ 有更高的丰度和更强的发射，所以在星系研究中应用最为广泛。迄今为止，HCN 和 HCO^+ 已经在中等质量的星系中进行了较为系统的巡天[31, 32, 38–41]。CS 探针受到红外抽运[42]和激波[43, 44]的影响较小，且能级所需的最低激发温度大多小于 70 K，因此非常适合探测致密的冷分子气体。

2.4　尘埃

尘埃也可以示踪分子气体。假设尘埃与气体充分混合，并且已知气-尘比（gas-to-dust ratio，银河系内约为 100），就可以通过尘埃质量推出气体的质量[45, 46]。需要注意的是，这种方法得到的气体质量不仅是分子气体质量，还包括原子气体质量。并且除了假设尘埃与气体充分混合外，还需要对金属丰度、尘埃模型等进行假设，才能在最后得出分子气体质量。

3　恒星形成率

3.1　初始质量分布函数

初始质量分布函数 (initial mass function, IMF) 是一个经验函数，描述一组恒星中初始质量的分布，其表达式为：$\mathrm{d}N/\mathrm{d}M \propto M^{-\alpha}$ 或 $\mathrm{d}N/\mathrm{d}\lg M \propto M^{-\gamma}$ $(\alpha = \gamma + 1)$，其中，N 为给定的质量区间内（即从 M 到 $M + \mathrm{d}M$）的恒星数量，M 为恒星的质量。Salpeter[47]在 1955 年将恒星的初始质量函数拟合为以 lg M 为底的幂律函数，得出幂律指数 α=2.35，适用于 (0.4~10)$M_\odot$ 的范围，这个初始质量分布函数被称为 Salpeter IMF。Kroupa IMF 是另一种初始质量分布函数[48]，它考虑了恒星质量分布在不同质量区间的变化。Kroupa IMF 通常采用分段幂律分布，具有两个断点，分别位于约 0.5$M_\odot$ 和 1$M_\odot$ 处。对于 (0.08~0.5)$M_\odot$ 的恒星，斜率 $\alpha \approx 0.3$；对于 (0.5~1)$M_\odot$ 的恒星，斜率 $\alpha \approx 1.3$；对于大于 1 $M_\odot$ 的恒星，斜率 $\alpha \approx 2.35$，与 Salpeter IMF 一致。

3.2　恒星形成率及其探针

恒星形成率 (star-formation rate, SFR) 是指恒星形成的速率，其单位为 $M_\odot\cdot\mathrm{a}^{-1}$ 或 $M_\odot\cdot\mathrm{Ma}^{-1}$。测量恒星形成率的最直接方法是对不同类型的恒星进行记数。理想情况下，恒星形成率可以由公式：$SFR = \sum\limits_{M_*=M_t}^{M_u} N(M_*, t_*)M_*/t_*$ 得到，其中，$N(M_*,\ t_*)$ 表示单位质量、单位恒星寿命时间内的恒星个数，t_* 为所有恒星中最长的寿命时间。事实上人们不能掌握全部恒星的信息，而在少数几个近邻星系（如大麦哲伦云和小麦哲伦云）中，通过现有的技术，比较容易对年轻的大质量恒星进行记数。由于年轻星候选体 (young stellar objects, YSO)，特别是大质量的年轻恒星，在光度上占主导地位，因此通过对新形成恒星的记数可以示踪 SFR。只需要假设一定的 IMF，所有恒星的形成率可由 YSO 的记数得出：$SFR_{\mathrm{SO}} = N_{\mathrm{YSO}}\langle M_*\rangle/t$，这里 $\langle M_*\rangle$ 表示新形成恒星的平均质量，t 表示 YSO 的平均寿命。对于其他较远的星系，现阶段的仪器还没有足够的分辨率对恒星进行记数，然而通过一些

合理的假设，可以将大质量恒星的光度结合 IMF 推出 SFR：(1) 假设在探针的有效时标内 SFR 是恒定的。对大多数近期没有星暴活动的盘星系和椭圆星系来说，此假设基本成立；对于有星暴活动的星系来说，需要假设他们在探针的有效时标内 SFR 基本恒定。(2) 假设恒星的形成满足某种 IMF。这个假设是现在绝大多数 SFR 推导的基本假设，因为只有通过 IMF 才可以从大质量恒星的质量（或光度）外推到恒星的总质量。可惜的是这个假设还存在很大的争议。(3) 假设观测数据可以对 IMF 完全采样，即在最大质量的取样点上至少有一颗恒星。对于恒星形成活跃的星系，这一点大多数情况下是满足的。在这些假设下，使用简单的线性关系，就可以从大质量的年轻恒星光度推导出质量，并进一步通过 IMF 外推至所有形成恒星的总质量[49]。

SFR 探针主要有两种类型。(1) 整体 SFR 探针，主要用于研究星系尺度上的平均性质。这种情况下不需要很高的分辨率和灵敏度，对大样本的远距离星系比较容易进行统计研究。(2) 局部 SFR 探针，适用于较小的尺度 (sub-kpc)。这种情况下，需要较高的分辨率和灵敏度。由于不同分子云的物理性质千差万别，这个尺度也不能太小，否则由于单个个体的独特性质会出现很大的统计偏差[49]。以下列举了一些常用的 SFR 探针。

(1) 紫外-红外辐射。紫外辐射主要来自大质量年轻恒星光球层的辐射，所以紫外辐射与 SFR 直接相关。由于紫外波段的光子容易受到尘埃消光的影响，只依靠紫外辐射来求 SFR 会出现很大误差。如果假设所有的紫外辐射都被尘埃有效吸收，尘埃吸收紫外波段的光子再在红外波段将能量释放出去，这样就可以将紫外光度与红外光度联系在一起，如：$L_{\rm UV,corr} = L_{\rm UV,observed} + \eta L_{\rm IR}$（系数 η 依赖于测量 UV 和 IR 的通频带），同样可以推出 SFR。对富尘埃的核区星暴星系来说，由于尘埃对红外波段的消光很少，总红外辐射可能是最好的 SFR 探针，如：$SFR = 4.5 \times 10^{-51} L_{\rm TIR}$，其中 $L_{\rm TIR}$ 是中远红外总光度的积分[52]，单位为 J·s^{-1}，SFR 的单位为 $M_{\odot}\cdot{\rm a}^{-1}$。

(2) 发射线探针。应用最广泛的发射线探针是来自围绕大质量年轻恒星的电离气体的光学和近红外发射线。大质量年轻恒星周围的气体会因大质量恒星辐射而电离，同时发出从可见光波段到红外波段的发射线。对于传统 IMF，这些发射线探针示踪的是质量约大于 15 $M_{\odot}$ 的恒星，其中峰值贡献来自 (30~40)$M_{\odot}$ 的恒星。因此，这些发射线（以及自由-自由射电连续谱）代表了 SFR 的几乎瞬时测量，示踪的恒星寿命约为 $3 \times 10^{6} \sim 10^{7}$ a[8]。常用的发射线探针有：Hα 发射线（较近较远的星系都适用）、[O II] 发射线（适用于中等红移的星系）、Lyα 发射线（适用于高 SFR 的星系）等。

(3) 射电辐射。厘米波段的射电辐射主要包含热辐射和同步辐射，低频的射电辐射主要由超新星爆发产生的带电粒子在磁场中回旋辐射产生。回旋辐射与星系的远红外辐射之间有很强的相关性，所以可以利用射电辐射求得 SFR（这一关系的运用有局限性，适用于某些星系）。由于射电辐射仪器分辨率和灵敏度的提高，现在射电辐射主要用于计算有恒星正在形成的高红移星系 SFR。

表 2 列举了常用的一些 SFR 探针和其使用范围。利用 SFR 探针得到光度后，可以利用 $\lg\ M_{*} = \lg L_{x} - \lg C_{x}$ 求得 SFR，其中，C_{x} 为光度与 SFR 之间的转换因子，具体值见表 2 中第 4 列。

表 2　恒星形成率探针[53]

波段	年龄/Ma	L_x 的单位	lg C_x	$\dot{M}_x/\dot{M}_*^{\rm K98}$
FUV	0, 10, 100	10^{-7}J·s^{-1}(ν L_ν)	43.35	0.63
HUV	1, 10, 200	10^{-7}J·s^{-1}(ν L_ν)	43.17	0.64
$\rm H_\alpha$	0, 3, 10	10^{-7}J·s^{-1}	41.27	0.68
TIR	0, 5, 100*	10^{-7}J·s^{-1}	43.41	0.86
24 μm	0, 5, 100*	10^{-7}J·s^{-1}(ν L_ν)	42.69	—
70 μm	0, 5, 100*	10^{-7}J·s^{-1}(ν L_ν)	43.23	—
1.4 GHz	0, 100	10^{-7}J·s^{-1}·Hz^{-1}	28.20	—
2∼10 keV	0, 100	10^{-7}J·s^{-1}	39.77	0.86

注：第 2 列中第 2 个数表示贡献发射的平均星族年龄，第 3 个数给出了贡献 90% 光度所需恒星的年龄上限。
* 表示年龄的取值范围假设了在 0∼100 Ma 内有恒定的恒星形成活动。对于比较安静的区域（如普通星系的盘上），最大年龄值应该会高得多。最后一列是最新校准得到的 SFR 和之前得到的 SFR 的比值。新的校准得到较低的 SFR，主要是因为采用了不同的 IMF 以及新的星族合成模型。

4　K-S 定律

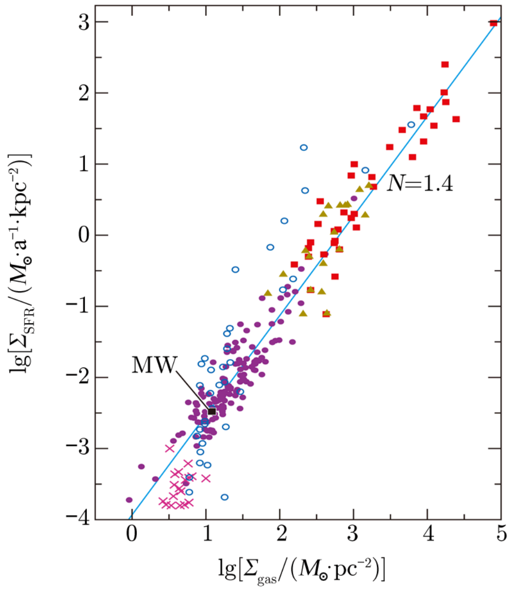
Schmidt[1]提出了 SFR 与气体密度之间存在一定的比例关系，第一次用定量测量的方法发现星际介质中的中性氢 (HI) 原子云与 SFR 有很强的相关关系，表明了恒星可能是在气体中形成的。Kennicutt[52]研究了一系列的星系并且发现了盘平均星系的 SFR 表面密度与气体表面密度之间的关系：$\varSigma_{\rm SFR} \propto \varSigma_{\rm gas}^{1.4}$ 。此后，越来越多的人们开始研究气体与恒星形成之间的关系，希望可以找到气体演化到恒星的具体物理过程。此类关系被称为 Kennicutt-Schmidt (K-S) 定律：$\varSigma_{\rm SFR} = A\varSigma_{\rm gas}^N$。

4.1　星系的 K-S 定律

图 1 是对 K-S 定律观测结果的汇总。图中每一个点代表一个星系，由 61 个正常的盘星系和 36 个星暴星系[52]扩展到贫金属星暴星系 ($Z < 0.3\ Z_\odot$)、近邻的低表面光度星系[54]。SFR 的测量使用了 Hα、Paα 和红外辐射作为探针。气体的表面密度使用 CO 作为探针，为了简便，所有星系取 $X_{\rm CO}$ 为 2.3×10^{20} cm^{-2}·K^{-1}·km^{-1}·s（不考虑 He）。

由图 1 可以看出，SFR 的面密度与气体的表面密度有很强的相关关系，其斜率 N 约为 1.4∼1.5。说明恒星形成随着气体面密度以指数方式增加，即不同类型的恒星形成系统中，气体转换为恒星的效率（恒星形成效率 $SFE = SFR/M_{\rm gas}$）是不同的。如，极亮红外星系的恒星形成效率远高于近邻的普通盘星系近 2 个量级（约 100 倍）。为什么同样质量的气体恒星形成效率差异如此之大？

现有的一种模型[55]解释为：假设恒星形成满足关系式：$\rho_{\rm SFR} = f_{\rm H_2}\epsilon_{\rm ff}\rho_{\rm gas}/t_{\rm ff}$，其中，$f_{\rm H_2}$ 为分子气体在总气体中所占的比例，$\epsilon_{\rm ff}$ 为自由下落时标内的恒星形成效率，$\rho_{\rm gas}$ 为气体的密度，$t_{\rm ff}$ 为自由下落时标且满足 $t_{\rm ff} \propto \rho_{\rm gas}^{-0.5}$，则可以推得 $\rho_{\rm SFR} \propto \rho_{\rm gas}/t_{\rm ff} \propto \rho_{\rm gas}^{1.5}$ 即 $N = 1.5$。需要注意的是，此模型中假设恒星形成的时标为自由下落时标，但是除了引力，分子云内还存在湍流和磁场，恒星形成的时标是否为自由下落时标还有待考证。



注：每个符号代表一个单独的星系，其 SFR 和气体质量都对恒星形成区域的半径进行了归一化。其中，紫色圆：普通旋涡星系和不规则星系；红色方块：红外波段遴选的星暴星系；黄色三角：核周星暴，其恒星形成率由 P_{α} 测得；品红十字：近邻的低表面光度星系；蓝色圆圈：小质量不规则星系以及低金属丰度星暴星系（从 O 元素测得的金属丰度小于 0.3 $Z_{\odot}$）。银河系是黑色的方块。

图 1 在不同类型的恒星形成星系中，盘平均 SFR 面密度与气体（HI 和分子）面密度之间的关系[53]

图 1 中还有一些细节需要注意：贫金属星系和低表面光度星系偏离了主体部分，主要原因可能是因为对不同的星系选取了一样的 X_{CO}。如果这些贫金属星系采用较大的 X_{CO}，则会更靠近主体部分[25]。取不同的 X_{CO} 也会导致斜率有很大不同，如在星暴星系中选取的 X_{CO} 比原先的值低 5 倍，则整个 K-S 定律的斜率会从 1.4~1.5 增加到 1.7~1.9[56]。近些年对星系整体的 K-S 定律研究还有很多，如：Liu 等人[57]使用射电辐射作为 SFR 探针对 181 个星系（115 个正常星系，66 个（超）极亮红外星系）进行分析，发现斜率 N 对 X_{CO} 的取值很敏感，由于 X_{CO} 取值的不同，斜率 N 可以由 1.14 增加到 1.6；Ballantyne 等人[58]数值模拟了 132 个半径为 10~100 pc 的爱丁顿极限恒星形成盘，指出在爱丁顿极限下斜率 N 对光深依赖较大，且在温暖致密的盘中使用 CO 作为探针推导气体的表面密度并不适用，需要更高阶的致密分子探针。

4.2 空间分辨率的 K-S 定律

星系整体的 K-S 定律显示了 SFR 和气体质量（密度）在星系尺度上的平均性质，同时也将恒星形成活动与气体探针的物理性质平均起来。但是要进一步了解气体演化到恒星的具体物理机制，必须在更小的尺度（如亚星系尺度和巨分子云尺度）上来观测气体与 SFR 的关系。随着望远镜分辨率和灵敏度的提高，这一课题得以研究。Bigiel 等人[59]和 Schruba 等人[60]使用 VLA（Very Large Array) 和 IRAM 30 m 望远镜对近邻的正常盘星系进行了 CO(2-1) 和 HI 的成图观测，并且将近邻正常盘星系的 SFR 分别与原子气体（THINGS 巡

天)、分子气体（HERACLES 巡天，^{12}CO(2-1)）和总气体作比较，发现 HI 示踪的原子气体与恒星形成没什么关系，而 H_2 示踪的分子气体则在亚星系尺度上和恒星形成线性相关。然而在更小的尺度（数十个 pc）上，H_2 和恒星形成的关系不再成立。对于更小尺度的结构如致密云核（pc 尺度），H_2 和恒星形成更没有明显的相关。

事实上，并不是所有巨分子云中的恒星形成都很活跃，恒星形成不仅受到引力的影响，还受到湍流和磁场的支撑，然而湍流和磁场在不同的分子云中差异很大。并且在巨分子云尺度上，^{12}CO(1-0) 和 ^{12}CO(2-1) 示踪的 H_2 气体的密度还不足以形成恒星，所以以巨分子云为单位研究恒星形成并不是最好的选择。

4.3　致密气体探针的 K-S 定律

有研究表明，在银河系内，致密气体中的恒星形成效率要比巨分子云高很多。这些致密气体的密度约为 $10^4 \sim 10^6$ cm^{-3}，比巨分子云的平均密度高 $2sim4$ 个数量级，并且这些致密分子气体的恒星形成效率也比 CO 示踪的总分子气体高得多[61, 62]。这些证据表明恒星形成在物理上同致密分子气体的关系更加密切。Gao 和 Solomon[63]对 65 个近邻星系中 HCN(1-0) 谱线进行观测，发现 HCN 示踪的致密气体与 SFR 之间存在很强的线性关系 $(N=1)$（见图 2）。这个关系被扩展到银河系内的致密分子团块上依然成立（见图 3），甚至对于高红移类星体也有可能成立（见图 3 b)）[64]。Liu 等人[57]使用射电辐射作为 SFR 探针对 181 个星系（115 个正常星系，66 个（超）极亮红外星系）进行分析，同样发现致密气体的面密度与 SFR 存在很强的线性关系：

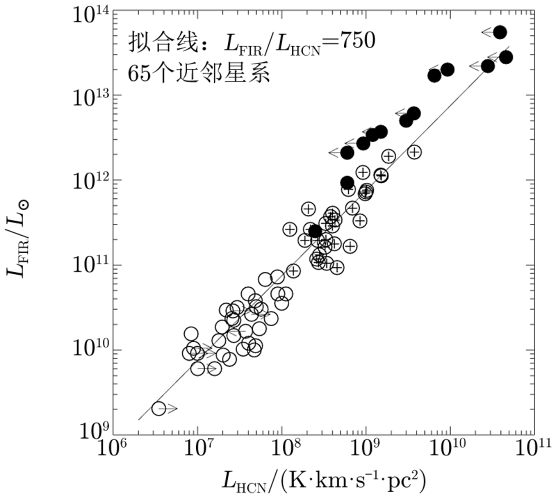
$$\dot{M}_{\odot} \approx 1.2 \times 10^{-8} M_{\rm dense} \quad , \tag{1}$$

其中，$\dot{M}_{\odot}$ 的单位为 $M_{\odot} \cdot {\rm a}^{-1}$，$M_{\rm dense}$ 的单位为 $M_{\odot}$。这种线性关系被解释为：假设气体质量、SFR 和恒星形成效率在不同的致密团块里都是类似的，即“恒星形成的基础单元”（简称基础单元）[65]在不同物理尺度上的集体表现是相同的，那么 SFR 以及致密气体质量，可以简单地认为是通过添加更多的基础单元而堆积起来的。需要注意的是，对于河外星系（特别是星暴星系和极亮红外星系），由于分子云处于极端的物理环境，上述猜想还有待证实。

Lada 等人[66]使用 HCN 作为致密气体探针对 11 个近邻的分子云进行成图（见图 4），结合 Gao 和 Solomon 的星系数据[63]，得到关系式：

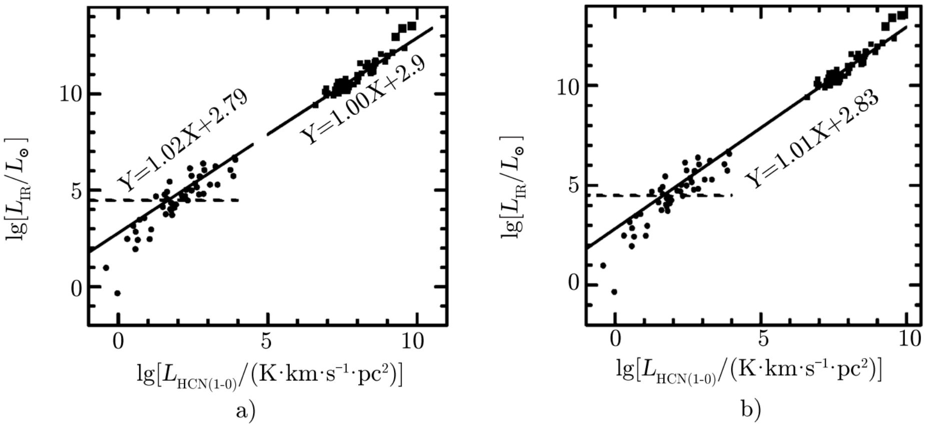
$$\dot{M}_{\odot} = 4.6 \times 10^{-8} f_{\rm dense} M_{\rm mol} \quad , \tag{2}$$

其中，$f_{\rm dense}$ 为致密气体在分子云中所占比例，$M_{\rm mol}$ 为分子云的质量。图 4a) 为分子云的 SFR 与分子云质量的相关关系图像。实心黑点代表高密度气体，而空心圆圈代表低密度气体；三条虚线由上到下表示致密气体在分子云中所占比例，即 $f_{\rm dense}$ 为 100%、10%、1%。图 4b) 与 a) 类似，只是结合了 Gao 和 Solomon 星系的数据[66]。由图 4 可得出，不论对单个分子云还是整个星系，恒星形成都遵循一个基本原则：分子云转变为恒星的速率取决于致密气体在分子云中的质量，并且，如果致密气体的比例是一样的，那么 SFR 与致密气体之间的相关关系不论在分子云中还是星系中都是线性的。此外，Evans 等人[67]用射电辐射（自由-自由辐射）和 HCN 作为探针对大质量致密团块进行研究，发现致密气体质量与 SFR



注：纵坐标 $L_{\rm FIR} = SFR/C_{\rm FIR}$，$SFR$ 的单位为 $M_{\odot} \cdot {\rm a}^{-1}$。针对近邻普通星系斜率为 1。实心圆圈是高红移 AGN 和星系。

图 2　HCN 光度与红外光度的相关关系[63]

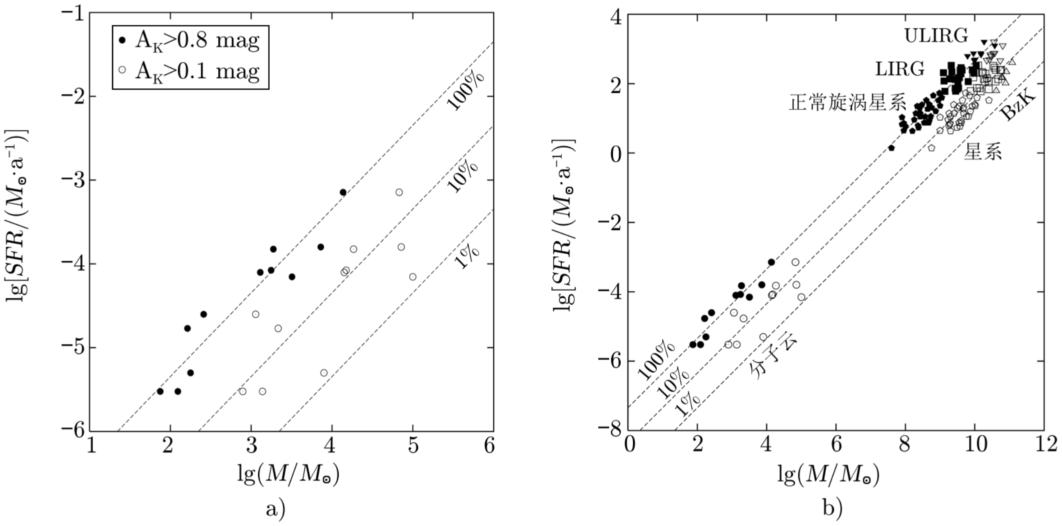


注：a) 分别对河外星系以及银河系分子团块进行最小二乘法拟合（仅拟合 $L_{\rm IR} > 10^{4.5}\ L_{\odot}$ 的团块，即高于虚线的那些数据点）；b) 对所有数据的整体拟合。3 个填充方块代表高红移类星体 (QSO)。

图 3　银河系分子团块以及河外星系中的 $L_{\rm HCN}$-$L_{\rm IR}$ 关系[64]

之间有良好的线性关系。Zhang 等人[68]使用 CS、HCN、HCO^+ 等致密分子探针，研究 20 个近邻星系的恒星形成定律，发现只要分子密度大于 $10^4\ {\rm cm}^{-3}$（致密气体），SFR 与致密气体探针所示踪的面密度成线性相关。

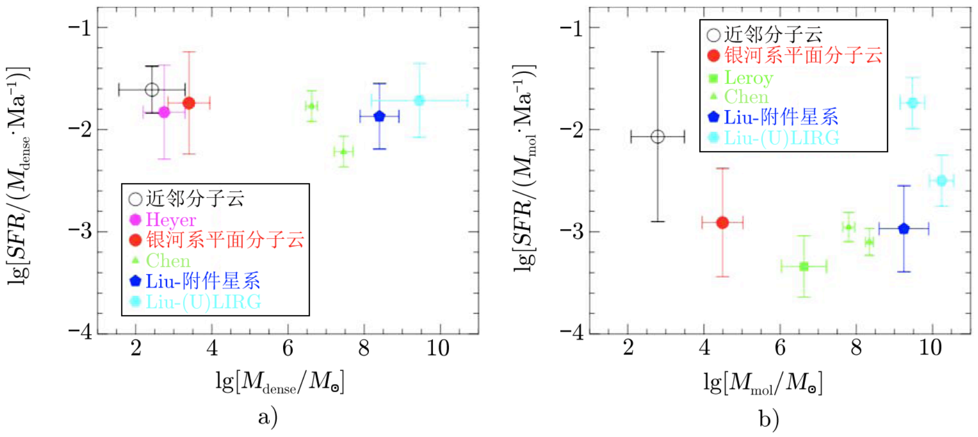
Vutisalchavakul 等人[69]发现，在银河系平面中更遥远和更致密的云核中 SFR 与致密气体探针所示踪的面密度也线性相关。他们进一步证明，无论是在近邻的分子云到银道面分子云中，还是附近的星系到遥远的 (U)LIRG 中，致密气体恒星形成效率都是恒定的（如图 5a) 所示）。相反地，分子气体恒星形成效率表现出更大的弥散性（如图 5b) 所示）。这表明，



注：b) 与 a) 类似，只是结合了 Gao 和 Solomon 星系的数据。图中实心黑点代表高密度气体，空心圆代表低密度气体；三条虚线由上到下表示恒星形成效率为 100%、10%、1%。

图 4　分子云的 SFR 与质量的相关关系[66]

与分子气体相比，致密气体与恒星形成之间的联系更紧密。



注：a) 致密气体的恒星形成效率；b) 分子气体的恒星形成效率。

图 5　恒星形成效率[69]

分子云整体的恒星形成效率比致密气体中的要低，可能的原因是大多数的分子云没有受到引力束缚而致密气体呈引力束缚态[70]。这也可以解释分子云团块中红外光度、致密气体探针光度（即致密气体恒星形成定律）以及气体光度与致密团块的位力质量之间的紧密联系[62]。此外，早期恒星形成产生的反馈会影响分子云团块中气体结构，降低 SFR，从而影响分子云团块中的恒星形成效率[71]。

然而，现阶段一些研究对致密气体恒星形成定律提出质疑。Stephens 等人[72]提出，银河系中 HCN(1-0) 的大部分亮度都来自于分子云中弥散气体的亚热辐射而不是致密气体。在观测星系时，整个星系为一个整体，HCN 的光度不可避免地包含来自弥散气体的部分，从而需要对 Wu 等人[62]发现的银河系内大质量气体团块及延伸到其他星系的线性关系提出深层次的解释。最近一些工作表明，HCN 发射可能来自更弥散的区域，这些研究都是针对太阳周边（延伸至猎户座云）的云团进行的[73, 74]。Luong 等人[75]将这些结论扩展到 M17 星云。随后 Evans 等人[76]发现在较低密度（密度为 50∼100 cm^{-3}）中存在 HCN(1-0) 和 HCO^+(1-0) 的发射。大多数分子云中低密度区域占比较大，因此低密度区域可以主导探针的总光度。这些研究对致密气体探针的光度是否主要来自于致密气体提出了质疑，挑战了 HCN、HCO^+ 等常用的致密气体探针用来示踪致密气体质量的有效性，是有待深入研究的课题。

此外，Mills 和 Battersby[77]使用 12 m Mopra 望远镜和 Herschel Hi-GAL 中的数据，研究了银河中心 HCN(1-0) 与致密气体质量之间的相关性，发现在单个分子云核心约 10 pc 的尺度上，HCN(1-0) 与致密气体质量有很好的相关性。然而个别云团显示出大约 0.75 个数量级的偏差，原因可能是红外辐射抽运激发 HCN 分子发射以及 HCN 的自吸收影响了比值 IR/HCN(1-0) 的变化。因此，利用不同分子探针进行多谱线观测将是证明星系中不同致密气体示踪一致的有效方法。Li 等人[78]通过多种致密气体探针（HCN(1-0)、HCO^+(1-0)、HNC(1-0) 和 CS(3-2)）观测得到致密气体探针光度与红外光度之间的关系。他们使用了 IRAM 30 m 望远镜对 70 个具有不同红外亮度的近邻星系源进行了 3 mm 和 2 mm 波段的观测，发现致密气体探针的亮度与红外光度之间存在紧密的线性相关性，不同的致密气体探针在示踪分子气体时没有系统性差异。

与 HCN(1-0)、HCO^+(1-0) 等谱线相比，其对应的同位素分子谱线通常具有较低的光深，因此能够追踪到更致密的气体；这是因为同位素分子的丰度较低并且有更高的激发密度。Zhang 等人[79]利用 APEX 12 m 亚毫米波望远镜对 20 个近邻恒星形成星系进行了 HCN(4-3)、HCO^+(4-3) 和 CS(7-6) 分子谱线（示踪气体密度高达 10^6 cm^{-3}）观测，分析发现这 3 条分子谱线的光度与红外光度之间均呈线性相关，与 HCN(1-0) 和 CS(5-4) 分子的观测结果一致。Liu 等人[80]对银河系分子云、167 个近邻星系以及高红移恒星形成星系进行了大样本 CO 多转动能级 (J=4-3-12-11) 谱线观测，发现所有探测到的 9 条高转动能级 ($J\geqslant4$) CO 分子谱线光度与远红外光度之间均呈紧密线性相关。Liu 等人[81]对 146 个银河系内恒星形成区使用分子探针 $H^{13}CO^+$ 和 $H^{13}CN$ 的光度示踪致密气体质量，发现 $H^{13}CO^+$ 和 $H^{13}CN$ 所示踪的致密气体与 SFR 之间依然存在线性关系。

5 总结与展望

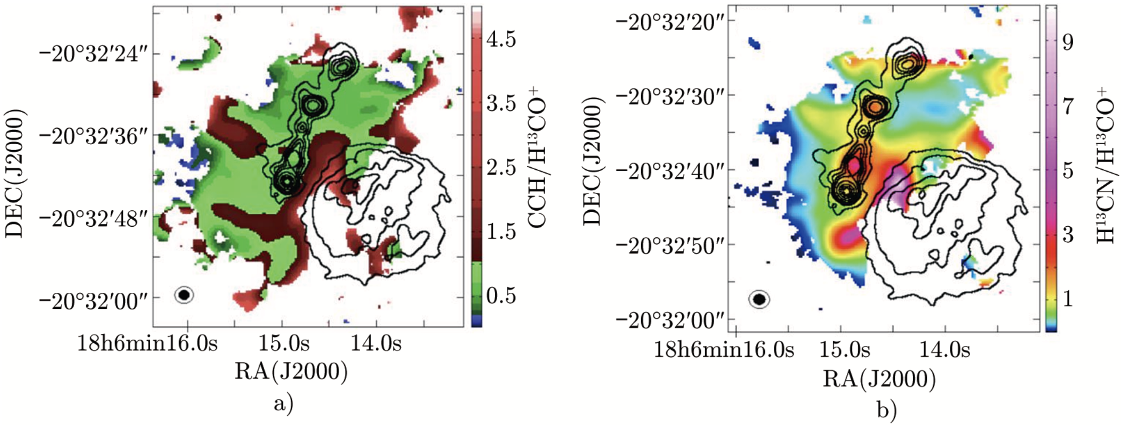
对于恒星形成团块的物理性质，K-S 定律给出一条最经典、最显著的统计特性。它描述了恒星形成率面密度 $\Sigma_{\rm SFR}$ 与总气体面密度 $\Sigma_{\rm gas}$ ($\Sigma_{\rm gas}=\Sigma_{\rm HI}+\Sigma_{\rm H_2}$) 之间的经验关系。K-S

定律对盘星系整体做平均，为后续研究提供了将气体发射与恒星形成活动联系到一起直接定量的方法。此定律还可以扩展到遥远的不易观测的高红移星系，为星系演化和大尺度结构演化的理论模拟和计算奠定基础。然而，对于致密气体探针的恒星形成定律线性关系的本质，目前的研究还远没有给出清晰的描述。值得进一步探索的重点包括以下两方面。

(1) 致密气体探针所示踪的“致密”气体的定义，即致密气体的实际空间分布。研究发现，常用的致密气体探针（如 HCN(1-0)），可能大部分气体辐射光度来自分子云中弥散气体的亚热辐射，这与它们示踪致密气体的假设相矛盾[73, 74]。Stephens 等人[72]提出大质量恒星形成团块的红外光度和致密气体探针 HCN 光度可能只占整个星系的很小一部分，HCN 的发射主要来自于小质量恒星形成团块或亚热辐射。Evans 等人[76]使用分子探针 HCN (1-0) 和 HCO^+(1-0) 对 6 个远距离 ($d \approx 3.5 \sim 10.4$ kpc) 的分子云进行高分辨率的成图观测，发现在 $A_v \approx 8$ mag 阈值以下的气体所产生的光度占总光度很大一部分，即发现探针 HCN 和 HCO^+ 发射在较低的密度 $n = 50 \sim 100$ cm^{-3} 中存在，由于大多数分子云中低密度的区域占比较大，低密度区域有可能主导探针的总光度。在分子云中不同的致密气体探针所示踪的气体结构是否相同，探针示踪的总气体光度有多少比例来源于恒星成团形成的最小单元，即致密云核，有多少来自于弥散气体的亚热辐射？目前的研究结果只给出较为表面、唯象层面的相关性。相关的研究工作虽然不多，但足以让人们质疑致密气体探针所示踪的致密气体的定义。

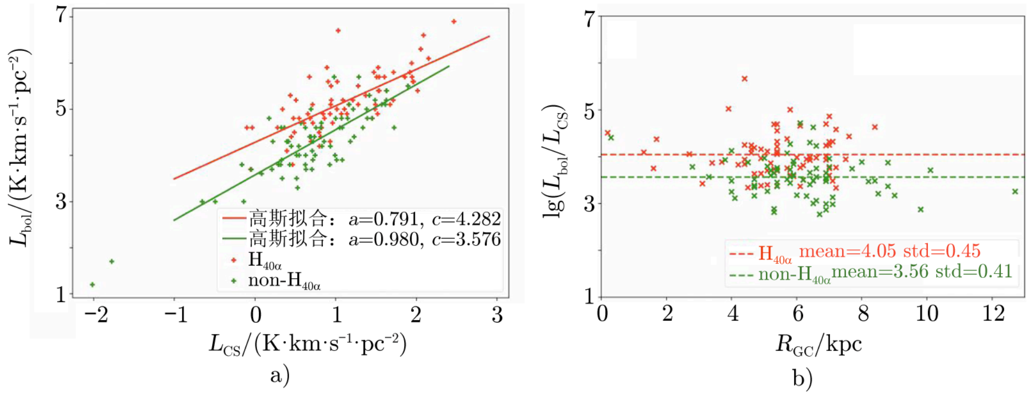
(2) 年轻恒星形成的反馈作用对气体空间分布的影响。周围形成中的恒星等活跃天体的气体膨胀和辐射压力，会明显影响气体的空间分布。在不同的分子云区域中这些因素的影响不相同，导致气体空间分布和恒星形成效率的复杂性[82]。高 $CCH/H^{13}CO^+$ 比值和 $H^{13}CN/H^{13}CO^+$ 比值是光质离解区的良好探针[82, 83]。图 6 为分子云 G9.62+0.19 中 $CCH/H^{13}CO^+$ 比值与 $H^{13}CN/H^{13}CO^+$ 比值[83]。右下方的圆形轮廓线的部分所包含的电离氢区，把近似球形的分子云挤压成半球形，把另一半气体电离或者驱散。并且电离氢区中的光解离区明显与分子云剩余部分及纤维状结构连接在一起，表明了它们之间的相互作用，说明了年轻恒星的反馈对空间气体分布有影响。Zhang 等人[84]分析致密气体探针 CS(2-1)，以是否存在射电复合线 $H_{40\alpha}$ 发射（示踪 HII 区，即存在年轻恒星）为分类标准，研究早期形成的恒星是否会影响 SFR。存在 $H_{40\alpha}$ 发射恒星形成区的恒星形成定律呈亚线性，即有较低的 SFR，如图 7a) 所示。图 7b) 为 $L_{\rm bol}/L_{\rm CS}$ 与银心距离的关系，由图可见，存在 HII 区域的 $L_{\rm bol}/L_{\rm CS}$ 比没有 HII 区域比率的更高。演化靠后的恒星形成区可能消耗了更多的气体，导致较高的 $L_{\rm bol}/L_{\rm CS}$ 值，并且 $L_{\rm bol}/L_{\rm CS}$ 并没有随着银河系环境的不同而发生改变。从以上可以看出，年轻恒星形成的反馈作用对气体空间分布有影响，但不同因素在不同的分子云区域中影响不相同，导致气体空间分布和恒星形成效率的复杂性，需要更多的高分辨率数据对恒星形成反馈作用做进一步研究。

目前有更多观测数据产生。(1) Herschel Hi-GAL 是一个专门针对银河系平面进行的红外巡天项目，它利用赫歇尔空间望远镜的强大能力，对银河系内恒星形成区域进行了前所未有的详细观测。Herschel Hi-GAL 项目通过观测银河系平面的尘埃连续发射谱线和分子谱线，获得了恒星形成区域的物理参数（如温度、密度和化学组成）的详细信息。



注：黑色的轮廓线代表的是 3 mm 轮廓，右下方圆形轮廓线部分存在电离氢区。

图 6　分子云 G9.62+0.19 中 CCH/$H^{13}CO^+$ 的强度比与 $H^{13}CN/H^{13}CO^+$ 的强度比[83]



注：红色和绿色点分别代表存在和不存在 $H_{40\alpha}$ 发射的恒星形成区。a) 中红色线为线性拟合，斜率为 0.79，呈次线性；绿色线为线性拟合，斜率为 0.98，呈近线性。b) 中红色和绿色虚线分别为 L_{bol}/L_{CS} 的平均值。

图 7　a) ATOMS 观测样本中红外光度与致密气体探针 CS(2-1) 的光度的关系；b) L_{bol}/L_{CS} 与银心距离的关系[84]

这些观测结果对于验证和发展恒星形成理论，包括恒星形成定律，具有重要意义。(2) MALATANG 巡天项目[85] 使用东亚天文台 JCMT 15 m 亚毫米波望远镜，对一批近邻恒星形成星系进行了 HCN(4-3) 和 HCO^+(4-3) 的成图观测，覆盖范围大约可达星系光学半径的 50%。MALATANG 是目前国际上首次进行星系大样本系统性成图观测高转动能级致密分子的项目，结合相关的分子、原子气体数据以及射电连续谱、红外光谱以及 X 射线辐射等多波段数据，将为恒星形成的相关研究，如致密分子气体激发、恒星形成及其反馈，尤其是致密气体与恒星形成定律的研究，提供一个非常独特的观测数据资料库。(3) 观测项目ATOMS[83] 使用世界上最大的毫米波观测阵列 ALMA，获得了银河系内 146 个恒星形成区不同分子探针（如 HCO^+、HCN、$H^{13}CO^+$、CS、$H^{13}CN$ 等）高分辨率的观测，此外还

有射电复合线 $H_{40\alpha}$ 和 3 mm 连续谱的观测。ATOMS 源是一个多样化的样本，在银河系中的空间分布广泛，适合统计研究不同物理条件下的恒星形成过程。ATOMS 观测项目提供大样本、高分辨率的气体成图，可以直接开展致密气体探针的研究。这些观测项目对进一步研究致密气体探针所示踪的致密气体定义、恒星形成效率、年轻恒星形成的反馈作用及致密气体恒星形成定律线性现象的解释有重要作用。

参考文献：

[1] Schmidt M. ApJ, 1959, 129: 243
[2] Meidt S E, Schinnerer E, García-Burillo S, et al. ApJ, 2013, 779: 45
[3] Gao Y, Solomon P M. ApJ, 2004, 606: 271
[4] Gilmore G, Wyse R F G, Norris J E. ApJ, 2002, 574: L39
[5] Gratton R G, Carretta E, Bragaglia A. A&A Rev, 2012, 20: 50
[6] Cox D P. ARA&A, 2005, 43: 337
[7] Field G B, Goldsmith D W, Habing H J. ApJ, 1969, 155: L149
[8] Robert C, Kennicutt Jr, Evans N J. ARAA, 2012, 50: 531
[9] Lombardi M, Lada C J, Alves J. A&A, 2010, 512: A67
[10] Kainulainen J, Beuther H, Henning T, et al. A&A, 2009, 508: L35
[11] van Dishoeck E F, Black J H. ApJ, 1988, 334: 771
[12] Hollenbach D J, Tielens A. ARA&A, 1997, 35: 179
[13] Williams J P, Blitz L, McKee C F. Protostars and Planets IV, Arizona: The University of Arizona Press, 2000: 97
[14] Draine B T. ARA&A, 2003, 41: 241
[15] Pritchard J, Loeb A. Reports on Progress in Physics, 2012, 75: 8
[16] Papadopoulos P, Van der Werf, Xilouris E M, et al. MNRAS, 2012, 426: 2601
[17] Bolatto A D, Wolfire M, Lerov A K. ARA&A, 2013, 51: 207B
[18] Dickman R L. ApJ, 1975, 202: 50
[19] Dickman R L. ApJS, 1978, 37: 407
[20] Dame T M, Hartmann D, Thaddeus P. ApJ, 2001, 547: 792
[21] Strong A W, Mattox J R. A&A, 1996, 308: L21
[22] Bolemen H. ARA&A, 1989, 27: 469
[23] Maloney P, Black J H. ApJ, 1988, 325: 389
[24] Shetty R, Glover S C, Dullemond C P, et al. MNRAS, 2011, 412: 1686
[25] Leroy A K, Bolatto A, Gordon K, et al. ApJ, 2011, 737: 12
[26] Larson R B. MNRAS, 1981, 194: 809
[27] Solomon P M, Rivolo A R, Barrett J, et al. ApJ, 1987, 319: 730
[28] Dickman R L, Snell R L, Schloerb F R. ApJ, 1986, 309: 326
[29] Bryant P M, Scoville N Z. ApJ, 1999, 117: 2632
[30] Downes D, Solomon P M. ApJ, 1998, 507: 615
[31] Gao Y, Solomon P M. ApJS, 2004, 152: 63
[32] Gao Y, Solomon P M. ApJ, 2004, 606: 271
[33] Lada E A. ApJ, 1992, 393: L25
[34] Goldsmith P F, Heyer M, Narayanan G. ApJ, 2008, 680: 428
[35] Heiderman A, Evans N J, Allen L E, et al. ApJ, 2010, 723: 1019
[36] Lada C J, Lombardi M, Alves J F. ApJ, 2010, 724: 687

[37] Rosolowsky E, Pineda J E, Gao Y. MNRAS, 2011, 415: 1977
[38] Bussmann R S, Narayanan D, Shirley Y L, et al. ApJ, 2008, 681: L73
[39] Garcia-Burillo S, Usero A, Alonso-Herrero A, et al. A&A, 2012, 539: A8
[40] Gracia-Carpio J, Garcia-Burillo S, Planseas P, et al. A&A, 2008, 479: 703
[41] Juneau S, Narayanan D T, Moustakas J, et al. ApJ, 2009, 707: 1217
[42] Sakamoto K, Aalto S, Evans A S, et al. ApJ, 2010, 725: L228
[43] Leen T M, Graff M M. ApJ, 1988, 325: 411
[44] Van der Tak, Boonman A, Braakman R, et al. A&A, 2003, 412: 133
[45] Sandstrom K M, Leroy A K, Walter F. ApJ, 2013, 777: 617
[46] Draine B T. Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium, Princeton: Princeton University Press, 2011: 45
[47] Salpeter E. ApJ, 1955, 121: 161
[48] Kroupa P, Weidner C, Pflamm-Altenburg J, et al. arXiv:1112.3340, 2011
[49] 张智昱. 博士论文. 南京: 中国紫金山天文台, 2014: 43
[50] Kennicutt Jr. ApJ, 1998, 498: 5411
[51] Kennicutt R C, Evans N J. ARA&A, 2012, 50: 531
[52] Kennicutt R. ARA&A, 1998, 36, 189
[53] Kennicutt R, Ii N. ARA&A, 2012, 50: 531
[54] Wyder T, Martin D, Barlow T, et al. ApJ, 2009, 696: 1834
[55] Narayanan D, Krumholz M, Ostriker E, et al. MNRAS, 2012, 421: 3127
[56] Narayanan D, Krumholz M R, Ostriker E C, et al. MNRAS, 2011, 418: 664
[57] Liu L, Gao Y, Greve. ApJ, 2015, 805: 31
[58] Ballantyne D, Armour J, Indergaard J. ApJ, 2013, 765: 1035
[59] Bigiel F, Leroy A, Walter F, et al. AJ, 2008, 136: 2846
[60] Schruba A, Leroy A K, Walter F, et al. AJ, 2012, 143: 138
[61] Jingwen W, Ii N, Gao Y, et al. ApJ, 2005, 635: 173
[62] Wu J, Evans N J, Shirley Y L, et al. ApJS, 2010, 188: 313
[63] Gao Y, Solomon P M. ApJS, 2004, 152: 63
[64] Gao Y, Carilli C L, Solomon P M, et al. ApJ, 2007, 660: L93
[65] Beuther H, Linz H, Henning T, et al, eds. Massive Star Formation: Observations Confront Theory, San Francisco: Sheridan Books, 2008: 401
[66] Lada C, Forbrich J, Lombardi M, et al. ApJ, 2011, 745:190
[67] Evans N J, Heiderman A, Vutisalchavakul N. ApJ, 2014, 782: 114
[68] Zhang Z, Gao Y, Henkel C, et al. ApJ, 2014, 784: 31
[69] Vutisalchavakul N, Evans I, Heyer M. ApJ, 2016, 831: 73
[70] Dobbs C, Burkert A, Pringle J. MNRAS, 2011, 413: 2935
[71] Barnes P, Hernandez A, O'Dougherty S, et al. ApJ, 2016, 831: 67
[72] Stephens I, Jackson J, Whitaker J, et al. ApJ, 2016, 824: 29
[73] Pety J, Guzmán V, Orkisz J, et al. A&A, 2017, 599: A98
[74] Kauffmann J, Goldsmith P, Melnick G, et al. A&A, 2017, 605: L5
[75] Luong N, Nakamura Q, Sugitani F, et al. ApJ, 2020, 891: 66
[76] Evans N J, Kim K T, Wu J, et al. ApJ, 2020, 894: 103
[77] Mills E, Battersby C. ApJ, 2017, 835: 76
[78] Li F, Wang J, Gao F, et al. MNRAS, 2021, 503: 4508
[79] Zhang Z Y, Henkel C, Gao Y, et al. A&A, 2014, 568: A122
[80] Liu D, Gao Y, Isaak K, et al. ApJ, 2015, 810: L14
[81] Liu T, Evans N J, Kim K T, et al. MNRAS, 2020, 496: 2821
[82] Krumholz M R, Bate M R, Arce H G, et al. Protostars星期二, 十二月10, 2024 15:15 and Planets VI, Arizona: The University of Arizona Press, 2014: 243

[83] Liu T, Evans N J, Kim K-T, et al. MNRAS, 2020, 496: 2790
[84] Zhang C, Evans N J, Liu T, et al. MNRAS, 2022, 510: 4998
[85] Jiang X-J, Greve T R, Gao Y, et al. MNRAS, 2020, 494: 1276

A Review of the Laws of Star Formation

ZHANG Chao[1,2,3]

(1. Department of Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China; 2. Institute of Computational and Applied Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China; 3. Shanxi Key Laboratory for Intelligent Optimization Computing and Blockchain Technology, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China)

Abstract: The physical environment of molecular clouds has an important impact on the star formation rate, and understanding star formation is of great help to the formation of planets and the evolution of galaxies. This paper mainly reviews the relationship between star formation and gas in the Milky Way and the other galaxies in the past decade (that is, star formation law). Methods of measuring gas contents and star formation rates are also discussed. In order to understand the nature of star formation, whether there is any necessary connection between star formation and gas, and whether stars are forming in a unified way, this article focuses on the relationship between dense gas and star formation rate from the galactic level to the individual molecular cloud level. At the same time, the composition of the interstellar medium and the method of measuring the density and star formation rate of the interstellar medium are also introduced.

Key words: star formation law; massive star formation; star formation efficiency